

<論 文>

상호작용을 하는 희박-희박 예혼합화염의 소화특성에
관한 연구

정 석 호* · 김 종 수**

(1986년 1월 18일 접수)

On the Extinction Characteristics of the Interacting
Lean-Lean Premixed Flames

Suk Ho Chung and Jong Soo Kim

Key Words: Premixed Flame(예혼합화염), Flame Interaction(화염상호작용), Extinction(소
화), Flame Stretch(화염스트레치), Preferential Diffusion(확산선호도)

Abstract

Extinction characteristics of the two interacting premixed flames are analyzed for the effects of flame stretch and preferential diffusion using large activation energy asymptotic analysis by adopting counterflow system as a model problem.

Results show that the flammable limit of the thermally interacting premixed flames is extended compared to the single flame, and the extinction mechanism is classified into weak and strong interactions. As the Lewis number of the deficient species increases, the region of strong interaction diminishes which can explain the different characteristics of the extinction boundaries of the lean (rich) methane/air and butane/air flames. The influence of the flame stretch to the interaction boundaries is also studied.

기 호 설 명

A : 식 (19)에서 정의됨

a : 상수

B : 충돌빈도 인자

b : 상수

C_p : 정압비열

c : 상수

D : 물질확산계수

Da : Damköhler 수 ($=B\sigma/\kappa$)

d : 상수

E_a : 활성화에너지

G : 식 (9)에서 정의됨.

k : 열전도도

Le : Lewis 수 ($=k/(\rho DC_p)$)

Q : 발열량

R° : 기체상수

s : 변수

* 정회원, 서울대학교 공과대학 기계공학과

** 서울대학교 대학원

- T : 온도
- T_a : 활성화온도 $(= (E_a/R^0)/(Q/C_p))$
- Y : 화학종의 질량비
- α : 상수
- β : 섭동된 연료의 질량비
- γ : 식 (20)에서 정의됨.
- ε : 작은 매개변수 $(= T_f^2/T_a)$
- κ : 화염 스트레치 인자
- λ : 상수
- ρ : 밀도
- ξ : 식 (21)에서 정의됨.
- η : 상사변수
- σ : 당량비
- θ : 섭동된 온도
- Q : 연료의 체적비
- ω : 화학반응율

참 자

- in : 내부지역
- out : 외부지역
- cr : 임계
- f : 화염
- F : 연료
- i : 화학종 $(i=F, O)$
- j : 화염위치 $(j=1, 2)$
- O : 산화제
- $\pm\infty$: 경계조건
- I : $-\infty < \eta < \eta_{f_1}$ 지역
- II : $\eta_{f_1} < \eta < \eta_{f_2}$ 지역
- III : $\eta_{f_2} < \eta < \infty$ 지역
- + : 기연가스지역
- : 미연가스지역

1. 서 론

예혼합화염의 상호작용기구는 기연가스지역의 온도 구배에 의한 후류 상호작용과 미연가스지역의 온도 및 농도장의 구배에 의한 전류 상호작용으로 나눌 수 있는데, 특히 난류 연소시 에디내의 소화염(flamelet)에 있어 농도장의 층상화로 화염의 강도가 서로 달라, 상호작용의 영향이 크게 나타날 수 있다. 또한 난류에서 소화염들은 유동장이 불균일하여, 강한 화염 스트레치(flame stretch)를 받게 된다. 따라서 난류화염에 대한 이해를 증진시키고, 이의 모델링을 위해서는 화염에 미치는 유동장의 [영향과 화염의 상호작용에 대한 연구가 필요하다.

화염면적의 시간 변화율로 정의되는 화염 스트레치가 예혼합화염에 미치는 효과는 단독화염에 대하여 접합 점근 전개방법을 이용하여 널리 연구되어 왔으며⁽¹⁻⁴⁾, 또한 선형화된 모델을 이용하여 스트레치와 확산선호도의 영향이 현상적으로 규명되었다⁽⁵⁾.

화염의 상호작용에 관한 연구로서 Sohrab 등⁽⁶⁾은 대향류(counterflow) 유동장에서 비균일 농도장을 형성하여 예혼합화염들의 소화경계를 측정하였는데, 이 결과는 예혼합화염이 열적상호작용을 받을 때 단독화염의 가연한계보다 넓은 범위에서 연소가 가능함을 보여 주었으며, 농도장에 따라 두 예혼합화염의 소화기구(extinction mechanism)가 상이하다는 것이 관찰되었다. 즉 노즐 출구에서 연료의 농도를 Ω_j 라 하였을 때 (Ω_1, Ω_2) 의 좌표평면상에서 두 예혼합화염이 떨어져 있는 상태에서 소화되어 약한 상호작용(weak interaction)을 나타내는 Ω_j =일정 한 구간과, 두 화염이 충돌하며 소화되어 주로 강한 상호작용(strong interaction)을 나타내는 $\Omega_1+\Omega_2$ =일정 한 구간으로 나뉜다. 이러한 강한 상호작용의 범위는 메탄/공기 혼합기에서는 회박연료장에서, 부탄/공기 혼합기에서는 과농연료장에서, 각각 과농 혹은 회박연료장의 경우보다 훨씬 넓게 나타나고 있다.

Lewis 수를 1로 가정하여 수행한 화염의 상호작용에 대한 접합 점근 전개 방법을 이용한 이론적인 연구⁽⁷⁾의 결과는 연료농도에 따라 상이한 소화기구가 나타날 수 있음을 보여 주고는 있으나, 과농연료장과 회박연료장에서의 강한 상호작용구간의 불일치에 대하여는 적절히 예측할 수 없었다. 따라서 본 연구에서는 대향류 유동장에서 두 예혼합화염의 후류 상호작용을 Fig. 1과 같은 계를 이용하여 일반적인 Lewis 수에 대하여 접합 점근 전개 방법으로 해석하여, 강한 상호작용을 나타내는 구간의 변화가 확산선호도의 영향임을 규명하고, 화염 스트레치가 상호 작용하는 예혼합화염의 소화특성에 미치는 영향을 파악하였다.

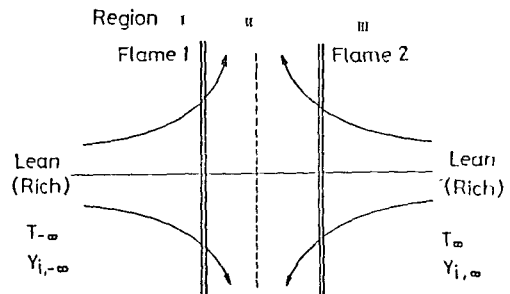


Fig. 1 Schematic of the system analyzed

2. 해 석

2.1 지배방정식과 경계조건

대항류 유동장에서 화학반응은 Arrhenius 형태이고 연료와 산화제에 대하여 각각 1차반응이며, 물리적 성질이 일정하고, Prandtl 수가 1이며, 비압축성인 경우에 상사해를 가정하면, 그 지배 방정식은 다음과 같다⁽⁸⁾.

$$\frac{d^2 T}{d\eta^2} + \eta \frac{dT}{d\eta} = \omega \quad (1)$$

$$\frac{1}{Le_i} \frac{d^2 Y_i}{d\eta^2} + \eta \frac{dY_i}{d\eta} = -\omega, \quad i=F, O \quad (2)$$

$$\omega = -D_a Y_F Y_O \exp(-T_a/T) \quad (3)$$

여기에서 T 와 T_a 는 발열량 Q 와 비열 C_p 에 의해 정의된 특성온도 Q/C_p 에 의하여 무차원화된 온도와 활성화온도이며, Y_0 는 당량비 σ 로 산화제의 질량비를 나누어준 값이며, Y_F 는 연료의 질량비이다. 또 Le_i 는 i 화학종의 Lewis 수로서 $k/\rho C_p D_i$ 로 정의되며, D_i 는 i 화학종의 물질확산계수이다.

이때 경계조건은

$$T = T_\infty, \quad Y_F = Y_{F\infty}, \quad Y_O = Y_{O\infty}; \quad \eta \rightarrow \infty \quad (4)$$

$$T = T_{-\infty}, \quad Y_F = Y_{F-\infty}, \quad Y_O = Y_{O-\infty}; \quad \eta \rightarrow -\infty \quad (5)$$

로 표시되며, $Y_{F\infty}/Y_{O\infty}$ 또는 $Y_{F-\infty}/Y_{O-\infty}$ 값이 1보다 크면 각각의 경계에서 과농연료장을, 1보다 작으면 희박연료장을 형성한다.

여기에서 경계에서의 화학종농도의 조합에 따라 두 가지의 화염구조가 존재하는데, 첫째, 양쪽 경계에서 모두 희박연료장 또는 과농연료장을 형성하는 경우 즉 $(Y_{F\infty}/Y_{O\infty}-1)(Y_{F-\infty}/Y_{O-\infty}-1) > 0$ 일 때에는 두 예혼합 화염이 존재하고, 그 사이에 풍부한 화학종만이 존재하게 되며, 둘째, 양쪽 경계에서 각각 희박연료장과 과농연료장을 형성하는 경우 즉 $(Y_{F\infty}/Y_{O\infty}-1)(Y_{F-\infty}/Y_{O-\infty}-1) < 0$ 일 때에는 두개의 예혼합화염과 그 가운데에 확산화염이 형성될 수 있다.

본 해석에서는 양 경계에서 모두 희박연료장이 형성되는 경우에 대하여 해석하였는데, 양 경계에서 모두 과농연료장을 구성하는 경우에도 연료와 산화제의 질량비를 바꾸어 좁으로써 동일한 해석이 성립된다.

2.2 화염의 해석

(1) 화염면 극한의 해

활성화에너지가 큰 경우, 화학반응은 매우 좁은 지역에 국한되므로, 화염면 극한으로 무한반응율의 해를 구한 후, 섭동(perturbation)시켜 유한반응율의 영향

을 고려한다⁽⁹⁾. 화염면 극한에서 화염 j ($j=1, 2$)의 위치 η_{fj} 에서 온도와 산화제의 농도를 각각 T_{fj} 와 $Y_{O_{fj}}$ 라 하면, 화염에서 연료는 완전히 소모되므로, 지배방정식을 풀면 산화제와 연료농도의 분포는

$$-\infty < \eta < \eta_{f1};$$

$$T_I = T_{-\infty} + (T_{f1} - T_{-\infty})G_I(\eta; 1)$$

$$Y_{F_I} = Y_{F-\infty} - Y_{F-\infty}G_I(\eta; Le_F) \quad (6)$$

$$Y_{O_I} = Y_{O-\infty} + (Y_{O_{f1}} - Y_{O-\infty})G_I(\eta; Le_O)$$

$$\eta_{f1} < \eta < \eta_{f2};$$

$$T_{II} = T_{f1} + (T_{f2} - T_{f1})G_{II}(\eta; 1)$$

$$Y_{F_{II}} = 0 \quad (7)$$

$$Y_{O_{II}} = Y_{O_{f1}} + (Y_{O_{f2}} - Y_{O_{f1}})G_{II}(\eta; Le_O)$$

$$\eta_{f2} < \eta < \infty;$$

$$T_{III} = T_\infty + (T_{f2} - T_\infty)G_{III}(\eta; 1)$$

$$Y_{F_{III}} = Y_{F\infty} - Y_{F\infty}G_{III}(\eta; Le_F) \quad (8)$$

$$Y_{O_{III}} = Y_{O\infty} + (Y_{O_{f2}} - Y_{O\infty})G_{III}(\eta; Le_O)$$

이다. 여기에서

$$G_I(\eta; Le_i) = \int_{-\infty}^{\eta} H^{Le_i} ds / \int_{-\infty}^{\eta_{f1}} H^{Le_i} ds$$

$$G_{II}(\eta; Le_i) = \int_{\eta_{f1}}^{\eta} H^{Le_i} ds / \int_{\eta_{f1}}^{\eta_{f2}} H^{Le_i} ds \quad (9)$$

$$G_{III}(\eta; Le_i) = \int_{\eta_{f2}}^{\eta} H^{Le_i} ds / \int_{\eta_{f2}}^{\infty} H^{Le_i} ds$$

이며, $H = \exp(-s^2/2)$ 이다.

상기의 식 (6)~(8)에 당량비에 의한 화학종의 소모와 에너지 균형에 따른 점프조건을⁽¹⁰⁾ 적용하면 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$(T_{f1} - T_{-\infty})G_I'(\eta_{f1}; 1) - (Y_{F-\infty}/Le_F) \times G_I'(\eta_{f1}; Le_F) = (T_{f2} - T_{f1})G_{II}'(\eta_{f1}; 1) \quad (10)$$

$$(T_{f2} - T_{f1})G_{II}'(\eta_{f2}; 1) = (T_{f2} - T_\infty) \times G_{III}'(\eta_{f2}; 1) - (Y_{F\infty}/Le_F)G_{III}'(\eta_{f2}; Le_F) \quad (11)$$

$$(Y_{F-\infty}/Le_F)G_I'(\eta_{f1}; Le_F) + (Y_{O_{f1}} - Y_{O-\infty})/Le_O G_I'(\eta_{f1}; Le_O) = \{(Y_{O_{f2}} - Y_{O_{f1}})/Le_O\}G_{II}'(\eta_{f1}; Le_O) \quad (12)$$

$$\{(Y_{O_{f2}} - Y_{O_{f1}})/Le_O\}G_{II}'(\eta_{f2}; Le_O) = \{(Y_{O_{f2}} - Y_{O\infty})/Le_O\}G_{III}'(\eta_{f2}; Le_O) + (Y_{F\infty}/Le_F)G_{III}'(\eta_{f2}; Le_F) \quad (13)$$

여기에서 $G'(\eta; Le_i) = dG(\eta; Le_i)/d\eta$ 이다.

위의 식 (10)~(13)을 이용하면, 주어진 η_{f1} 과 η_{f2} 에 대하여 T_{f1} , T_{f2} , $Y_{O_{f1}}$, $Y_{O_{f2}}$ 를 구할 수 있다. 여기에서 두 화염의 위치를 결정하기 위해서는 화염구조의 해석이 필요하다.

(2) 화염구조의 해석

실제의 화학반응율은 유한하므로 화염은 면이 아닌 일정한 두께를 갖는다. 이를 고려하여 화염면 극한의 해로부터 작은 섭동을 주어 확산-대류의 외부지역과

반응-확산의 내부지역을 각각 해석하여 접합시킨다.

이때 외부 비반응지역내에서의 전개식은 화염 1에 대하여,

$$\begin{aligned} T_{1, \pm}^{*} &= T_I + \varepsilon_1 a_1 G_I(\eta : 1) + o(\varepsilon_1) \\ T_{1, \pm}^{*} &= T_{II} + \varepsilon_1 \left\{ a_1 + \left(\frac{\varepsilon_2 a_2}{\varepsilon_1} - a_1 \right) G_{II}(\eta : 1) \right\} \\ &\quad + o(\varepsilon_1) \\ Y_{F1, \pm}^{*} &= Y_{F1} + \varepsilon_1 b_{1, -} G_I(\eta : Le_F) + o(\varepsilon_1) \\ Y_{F1, \pm}^{*} &= \varepsilon_1 \left\{ b_{1, +} + \left(\frac{\varepsilon_2 b_{2, +}}{\varepsilon_1} - b_{1, +} \right) G_{II}(\eta : Le_F) \right\} \\ &\quad + o(\varepsilon_1) \end{aligned} \quad (14)$$

이며, 화염 2에 대하여는

$$\begin{aligned} T_{2, \pm}^{*} &= T_{II} + \varepsilon_2 a_2 G_{II}(\eta : 1) + o(\varepsilon_2) \\ T_{2, \pm}^{*} &= T_{II} + \varepsilon_2 \left\{ \frac{\varepsilon_1 a_1}{\varepsilon_2} + \left(a_2 - \frac{\varepsilon_1 a_1}{\varepsilon_2} \right) G_{II}(\eta : 1) \right\} \\ &\quad + o(\varepsilon_2) \\ Y_{F2, \pm}^{*} &= Y_{FII} + \varepsilon_2 b_{2, -} G_{II}(\eta : Le_F) + o(\varepsilon_2) \\ Y_{F2, \pm}^{*} &= \varepsilon_2 \left\{ \frac{\varepsilon_1 b_{1, +}}{\varepsilon_2} + \left(b_{2, +} - \frac{\varepsilon_1 b_{1, +}}{\varepsilon_2} \right) G_{II}(\eta : Le_F) \right\} \\ &\quad + o(\varepsilon_2) \end{aligned} \quad (15)$$

이다. 여기서, +와 -는 각각 기연 및 미연가스지역을 나타내며, 작은 매개변수 ε_i 는 T_{fi}^2/T_a 이다.

화염 j 에서의 내부반응지역의 전개식은

$$T_j^{in} = T_{fj} - \varepsilon_j \{ \theta_j(\xi_j) + \gamma_j \xi_j + \alpha_j \} + o(\varepsilon_j) \quad (16)$$

$$Y_{Fj}^{in} = \varepsilon_j \beta_j(\xi_j) + o(\varepsilon_j) \quad (17)$$

$$Y_{0j}^{in} = Y_{0fj} + o(\varepsilon_j) \quad (18)$$

이며, 이때

$$\begin{aligned} A_1 &= (Y_{F-\infty}/Le_F) G_I'(\eta_{f1} : Le_F) \\ A_2 &= -(Y_{F\infty}/Le_F) G_{II}'(\eta_{f2} : Le_F) \end{aligned} \quad (19)$$

$$\gamma_1 = \{ (T_{f1} - T_{f2})/A_1 \} G_{II}'(\eta_{f1} : Le_F)$$

$$\gamma_2 = \{ (T_{f2} - T_{f1})/A_2 \} G_I'(\eta_{f2} : Le_F) \quad (20)$$

$$\xi_1 = A_1(\eta - \eta_{f1})/\varepsilon_1 + \lambda_1$$

$$\xi_2 = A_2(\eta_{f2} - \eta)/\varepsilon_2 + \lambda_2 \quad (21)$$

이다.

이들 식 (1), (2)의 지배방정식에 대입하면, ε -차수에서의 내부 지배방정식과 극소 Shvab-Zeldovich 연계 함수는

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \theta_j}{d\xi_j^2} &= D_a \left(\frac{\varepsilon_j}{A_j} \right)^2 Y_{0fj} \beta_j \exp(-T_a/T_{fj}) \\ &\quad \times \exp(-\alpha_j) \exp(\theta_j + \gamma_j \xi_j) \end{aligned} \quad (22)$$

$$\frac{d^2}{d\xi_j^2} (\theta_j - \beta_j/Le_F) = 0 \quad (23)$$

이며, 식 (23)으로 부터

$$\theta_j - \beta_j/Le_F = c_j \xi_j + d_j \quad (24)$$

이 되며, 식 (24)의 c_j 와 d_j 는 내부전개식과 외부전개식의 접합조건에서 얻을 수 있다. 그러므로 외부전개식을 내부변수 ξ_j 로 치환하여 $\xi_j \rightarrow \pm\infty$ 에 대하여 접

합하면,

$$\theta_j \rightarrow \begin{cases} -\xi_j + (1-\gamma_j)\lambda_j - a_j \alpha_j & \xi_j \rightarrow -\infty \\ -\gamma_j \lambda_j - a_j - \alpha_j & \xi_j \rightarrow \infty \end{cases} \quad (25)$$

$$\beta_j \rightarrow \begin{cases} -Le_F(\xi_j - \lambda_j) + b_{j, -} & \xi_j \rightarrow -\infty \\ b_{j, +} & \xi_j \rightarrow \infty \end{cases} \quad (26)$$

를 얻는다.

이를 이용하여 c_j 와 d_j 를 결정함으로써 식 (22)를 θ_j 와 ξ_j 만으로 표현할 수 있다.

상기의 1차전개식에 대한 점프조건을⁽¹⁰⁾ 적용하면,

$$b_{1, -} = b_{1, +} \quad (27)$$

$$b_{2, -} = b_{2, +} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} a_1 G_I'(\eta_{f1} : 1) + (b_{1, -}/Le_F) G_I'(\eta_{f1} : Le_F) \\ + \left(a_1 - \frac{\varepsilon_2 a_2}{\varepsilon_1} \right) G_{II}'(\eta_{f1} : 1) \\ + \left\{ \left(b_{1, +} - \frac{\varepsilon_2 b_{2, +}}{\varepsilon_1} \right) / Le_F \right\} G_{II}'(\eta_{f1} : Le_F) = 0 \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} a_2 G_{II}'(\eta_{f2} : 1) + (b_{2, -}/Le_F) G_{II}'(\eta_{f2} : Le_F) \\ + \left(\frac{\varepsilon_1 a_1}{\varepsilon_2} - a_2 \right) G_{II}'(\eta_{f2} : 1) \\ + \left\{ \left(\frac{\varepsilon_1 b_{1, +}}{\varepsilon_2} - b_{2, +} \right) / Le_F \right\} G_{II}'(\eta_{f2} : Le_F) = 0 \end{aligned} \quad (30)$$

를 얻을 수 있고 α_j 와 λ_j 는 임의로 취할 수 있는 상수이므로

$$\begin{aligned} Le_F D_{aj} (\varepsilon_j/A_j)^2 Y_{0fj} \exp(-T_a/T_{fj}) \exp(-\alpha_j) \\ = \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (31)$$

$$\gamma_j \lambda_j + a_j + \alpha_j + b_{j, +}/Le_F = 0 \quad (32)$$

라 놓으면, 내부 지배방정식과 경계조건은 다음과 같은 형태가 된다.

$$2 \frac{d^2 \theta_j}{d\xi_j^2} = \theta_j \exp(-\theta_j + \gamma_j \xi_j) \quad (33)$$

$$\frac{d\theta_j}{d\xi_j} \rightarrow -1, \quad \xi_j \rightarrow -\infty \quad (34)$$

$$\frac{d\theta_j}{d\xi_j} \rightarrow 0, \quad \xi_j \rightarrow \infty \quad (35)$$

이때 주어진 γ_j 에 대하여 수치해를 구할 수 있으며⁽¹¹⁾, 이를 접합조건에 적용하면,

$$\lim_{\xi_j \rightarrow \infty} \theta_j = -\gamma_j \lambda_j - a_j - \alpha_j$$

$$\lim_{\xi_j \rightarrow -\infty} (\theta_j + \xi_j) = (1-\gamma_j)\lambda_j - a_j - \alpha_j$$

를 얻을 수 있다. 이때 $\lim_{\xi_j \rightarrow \infty} \theta_j$ 와 $\lim_{\xi_j \rightarrow -\infty} (\theta_j + \xi_j)$ 는 수치

해석의 결과로부터

$$\lim_{\xi_j \rightarrow \infty} \theta_j = \begin{cases} 0.000246b^4 - 0.01001b^3 \\ + 0.15450b^2 - 0.62026b \\ + 0.72163; & 0.15 \leq \gamma < 0.5 \\ 0 & ; \quad \gamma < 0.15 \end{cases} \quad (38)$$

$$\lim_{t, \tau \rightarrow \infty} (\theta_i + \xi_i) = \begin{cases} \frac{1.344 - 4\gamma(1-\gamma)(1-2\gamma)}{+3\gamma^2 - \ln(1-4\gamma^2)/\gamma}; & 0.1 < \gamma < 0.5 \\ -\ln(0.6307\gamma^2 - 1.344\gamma + 1)/\gamma; & \gamma \leq 0.1 \end{cases} \quad (39)$$

를 얻을 수 있으며, $p = (0.5 - \gamma)^{-1}$ 이다. 그러므로 위의 해석을 이용하여, 두 화염이 동일한 스트레치를 받고 양쪽 경계에서 연료가 서로 같은 경우 즉, $D_{a1} = D_{a2}$ 일 때에 주어진 D_{a1} 의 변화에 대한 화염의 위치와 온도를 구할 수 있다.

3. 결과 및 검토

상호작용을 하고 있는 두 화염의 거동을 탄소수가 적은 Alkane 계의 탄화수소와 공기의 혼합기에 대한 특성적인 변수로서 $Q = 5.0 \times 10^4 \text{kJ/kg fuel}$, $E_a = 46 \text{kcal/mole}$, $C_p = 1.0 \text{kJ/kg}\cdot\text{K}$ 인 값을 이용하여 계산하였다.

연료/공기 혼합기에 대한 (Le_F, Le_O) 의 조합에 따른 Damköhler 수와 화염면 위치의 관계가 Fig. 2~5에 나타나 있다. 연료의 질량비 $Y_{F-\infty}$ 를 0.03575에 고정시

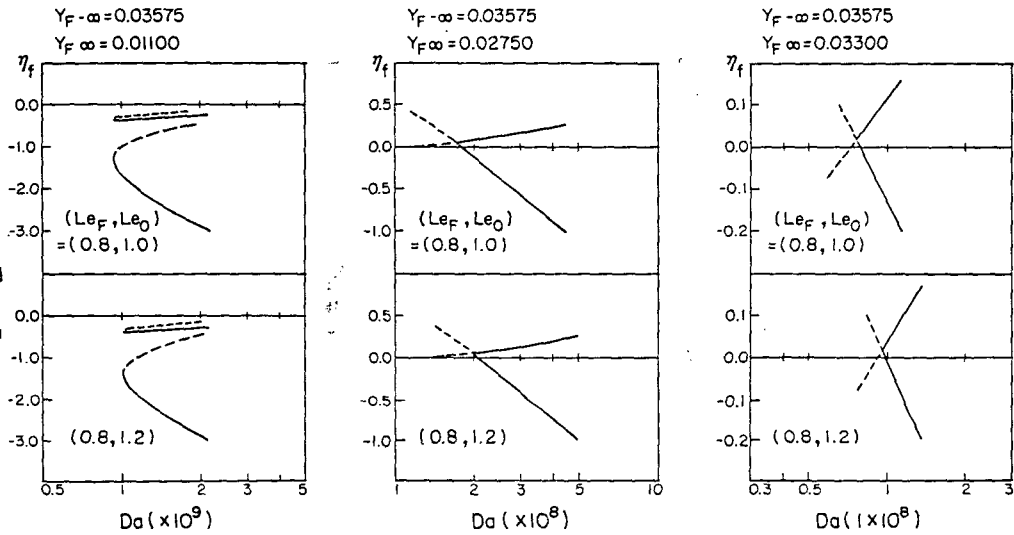


Fig. 2 Damköhler number versus flame location for $Le_F = 0.8$

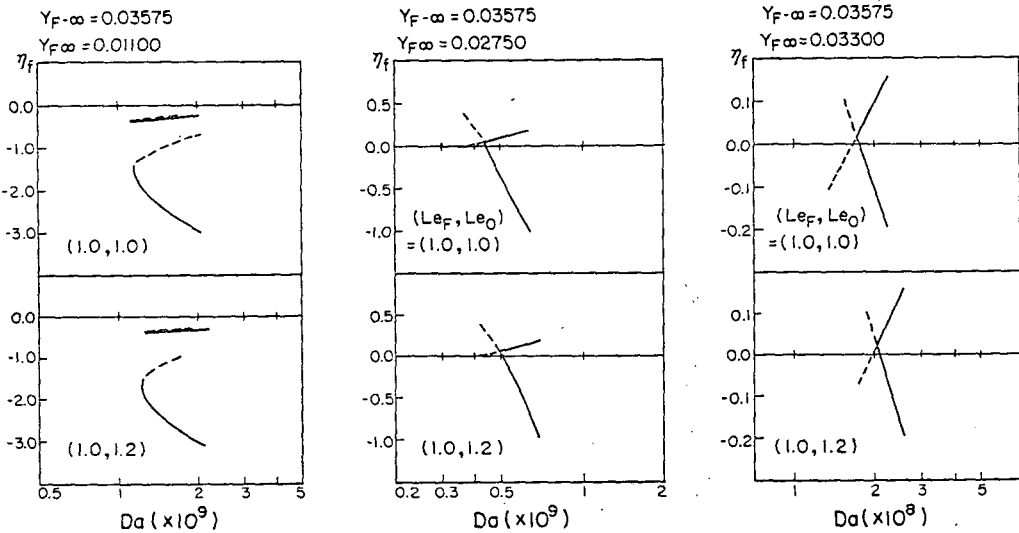


Fig. 3 Damköhler number versus flame location for $Le_F = 1.0$

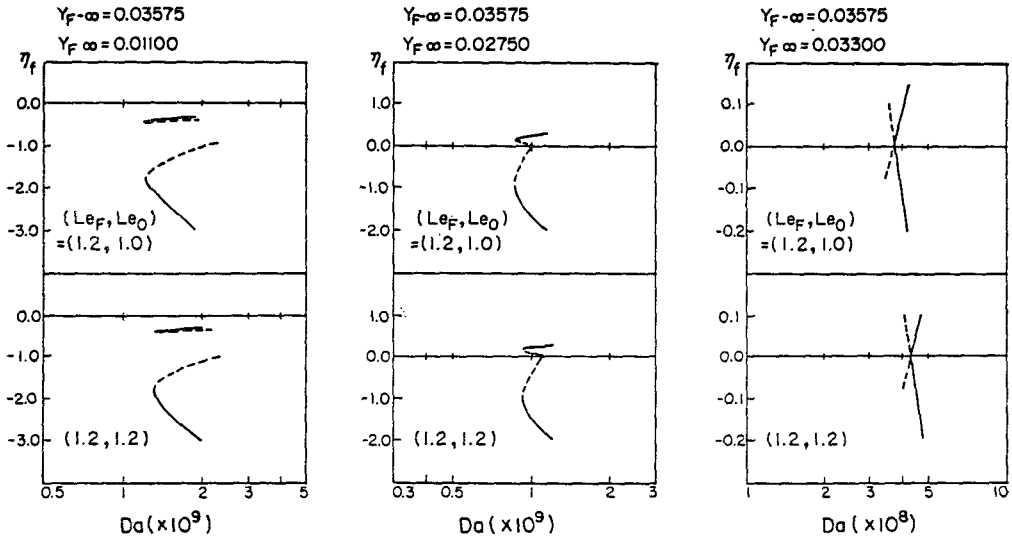


Fig. 4 Damköhler number versus flame location for $Le_F=1.2$

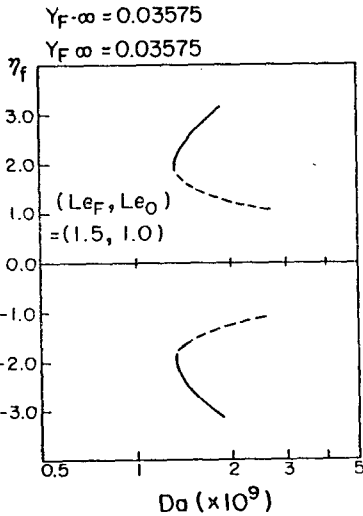


Fig. 5 Damköhler number versus flame location for $Le_F=1.5$

키고, $Y_{F\infty}$ 를 0.0110, 0.0275, 0.0330으로 변화시켰을 때 $Le_F=0.8$ 에 대한 Damköhler 수와 η_f 의 관계를 Fig. 2에 표시하였는데, $Y_{F\infty}=0.0110$ 인 경우, 두 화염이 떨어져 있는 상태에서 소화됨을 나타내는 S-선도의 소화구역을 보여주고 있다. 이러한 약한 상호작용이 일어나는 원인은 양 경계에서 공급되는 연료의 농도차가 커서, 화염강도가 서로 다르면 한 화염은 저단 열상태로 상대화염으로 열손실이 있게 되고, 상대화염은 초단열상태로 열을 공급받는다. 이때 화염 스트레치가 증가하면, 즉, Damköhler 수가 감소하면, 두

화염이 접근하므로 열손실이 증가하게 되고, 강한 화염의 열손실이 화염을 유지할 수 없을 정도로 증가하면 소화된다. 또한 약한 화염은 강한 화염이 소화되어 강한 화염으로부터의 열공급이 중단되면 소화될 것으로 예측된다. 이러한 화염의 약한 상호작용 기구에서는 약한 화염은 강한 화염의 열공급이 없으면 유지될 수 없으므로, 두 화염의 소화경계는 강한 화염의 특성에 크게 지배받게 되어 두화염의 소화경계는 강한 화염 단독의 가연한계와 밀접한 관계를 갖게 된다.

$Y_{F\infty}$ 가 0.0275 또는 0.0330인 경우에는 S-선도의 소화구역이 나타나지 않고, 두 화염이 충돌하는 것을 보여주고 있다. 이러한 강한 상호작용은 두 경계에서 공급되는 연료농도의 차이가 작으므로 화염들의 강도의 차이가 작아, 두화염이 충돌할 때까지 강한 화염의 열손실이 소화에 까지 이르지 않는 경우에 가능하다. 이러한 경우 두 화염이 충돌하면 두 개의 화염을 갖는 모델에 의한 해석은 성립되지 않으며, 충돌에 따라 화학반응지역이 하나가 되는 새로운 해석이 필요하다. 그러나 이때의 소화 Damköhler 수는 충돌시의 D_c 로부터 $O(\epsilon)$ 만큼 떨어져 있게 되므로, 충돌시의 D_c 를 소화 Damköhler 수로 간주할 수 있다⁽⁷⁾. 또한 실험적 관찰에 따르면, 두 화염이 충돌된 후 바로 화염이 소화되고 있으며, 이는 Damköhler 수의 감소에 따라 특성유동시간이 길어져 주어진 특성유동시간내에 충분한 화학반응이 발생할 수 없기 때문이다. 두 화염이 충돌할 때의 소화경계는 약한 상호작용의 경우와는 달리 두 화염의 농도차이가 작으므로 이 두 농도에 동시에 영향을 받게 된다.

희박한 화학종의 Lewis 수를 $Le_F=1.0$ 으로 증가시킨 경우의 화염거동이 Fig. 3에 나타나 있다. $Le_F=0.8$ 인 경우와 비교하여 각 농도에서 같은 상호작용 기구를 보였으나, 소화 Damköhler 수가 증가하는 현상을 보여주고 있다.

Fig. 4는 $Le_F=1.2$ 인 경우로 $Y_{F\infty}=0.0275$ 일 때 $Le_F=0.8, 1.0$ 인 경우의 해석과는 달리 두 화염이 떨어져 있는 상태에서 소화되는 것을 보여준다. 이와 같이 확산선호도에 따라 상호작용 기구가 변화하는 것은 Lewis 수가 열확산과 물질확산 강도의 비로 $Le_F > 1$ 인 경우, 열확산에 의한 열손실 효과가 물질확산에 의한 열발생을 보다 커서, 소화현상이 촉진되기 때문이다. 또한 물질확산이 느려 효율적인 연료농도가 $Le_F=1.0$ 인 경우 보다 낮아지므로⁽¹²⁾, 화염의 강도가 저하되어 두 화염이 충돌하기 이전에 소화되려는 특성이 증가한다. 따라서 비록 같은 농도장일지라도 Lewis 수에 따라 서로 다른 상호작용 기구를 가질 수 있다.

$Y_{F-\infty}=Y_{F\infty}=0.03575$ 이고, $Le_F=1.5$ 인 경우에 Fig. 5는 Damköhler 수와 화염위치의 관계를 표시한 것으로서, 비록 대칭성에 의하여 후류로의 열손실이 없어도 Le_F 가 큰 경우 효과적인 연료농도가 감소하므로 약한 상호작용이 발생하는 것을 보이고 있다. 이와 같은 경우에는 모든 농도의 조합에 대하여 약한 상호작용만이 발생할 것으로 예측된다. 이와 같이 전 구역에서 약한 상호작용만이 발생하는 경우, 희박화학종의 임계 Lewis 수 $Le_{F,cr}$ 는 단일 화학종의 해석에 따르면⁽⁴⁾

$$Le_{F,cr} = 1 + 4 \frac{(Y_{F\infty} + T_\infty)^4}{Y_{F\infty} T_a} \quad (40)$$

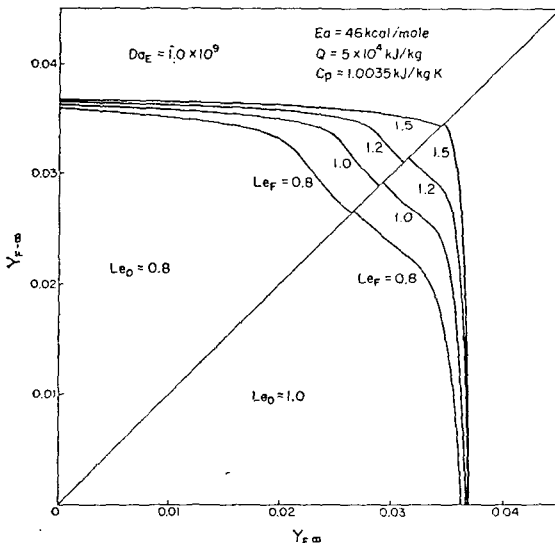


Fig. 6 Effect of preferential diffusion on extinction limit

가 된다.

화염 스트레치 κ 를 일정하게 유지하며 농도에 따른 소화경계를 예측하기 위해 $Da_E=1.0 \times 10^9$ 으로 고정시키고 Lewis 수와 농도를 변화시키며 소화경계를 계산한 결과가 Fig. 6에 나타나 있다. 이 결과는 산화제 측 과농 반응물의 Lewis 수가 소화특성에 거의 영향을 미치지 않고 있음을 보여주고 있으며, 또한 약한 상호작용 구간의 소화경계도 강한 화염쪽의 연료농도가 일정한 경향을 보이고 있어 약한 상호작용에서 화염의 소화가 강한 화염의 소화현상에 지배됨을 보여주고 있다. 강한 상호작용 구간의 소화경계는 양 경계에서의 농도의 합이 일정한 선, 즉, $Y_{F-\infty} + Y_{F\infty} = \text{일정한 식}$ 으로 근사될 수 있는 형태로 소화현상이 두 화염에 동시에 영향을 받고 있음을 보여주고 있다. 강한 상호작용 구간은 Lewis 수가 증가함에 따라 감소하며, $Le_F=1.5$ 에서는 전혀 나타나지 않고 있다. 이와 같은 현상은 Sohrab 등의 실험⁽⁶⁾에서 (Fig. 8~10) 메탄/공기 혼합기에서는 과농연료장에서, 부탄/공기 혼합기에서는 희박연료장에서 강한 상호작용이 발생하지 않는 현상을 설명할 수 있다. 즉, 메탄/공기 혼합기는 과농연료장에서 부탄/공기 혼합기는 희박연료장에서 화학 반응물의 Lewis 수, 즉, Le_F 가 1보다 크므로 화염의 강도가 감소하여 충돌하기 이전에 소화되기 때문이다.

소화 Damköhler 수를 변화시켰을 때, 즉, 화염 스트레치의 변화에 따른 소화경계가 Fig. 7에 나타나 있다. 화염 스트레치가 소화 메카니즘으로 작용하므로^(1,4) Damköhler 수가 증가하면, 즉, 화염 스트레치가 감소

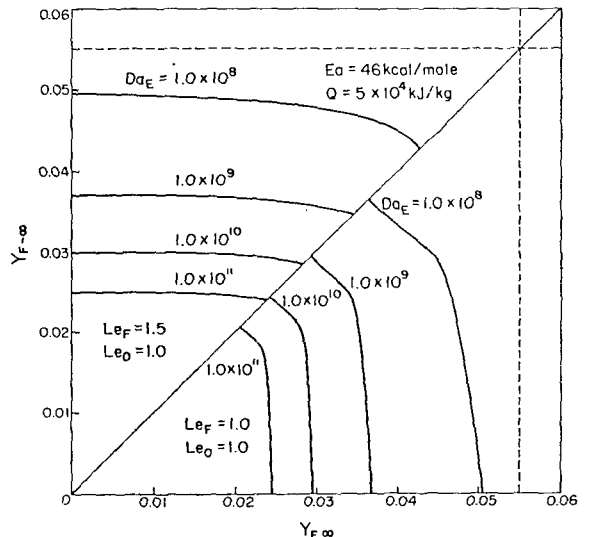


Fig. 7 Effect of flame stretch on extinction limit

하면 연소가능한 연료농도장의 범위가 증가함을 보여 주고 있다. 또한 Fig. 7의 $Le_F=Le_0=1.0$ 인 경우는 화염 스트레치가 증가함에 따라 강한 상호작용의 구간이 상대적으로 증가함을 보여주고 있다.

Fig. 8~10은 메탄과 부탄에 대한 Sohrab 등의 실험⁽⁶⁾과 본 이론을 비교한 결과를 보여준다. 회박연료장의 경우 질소에 대하여, 산소가 확산되어 나간다고 가정하여 산화제의 Lewis 수를 0.9에 고정시키고, 공기에 대한 연료의 확산을 가정하여 메탄의 Lewis 수를 0.97, 부탄의 Lewis 수를 2.5로 하여 계산하였다. 이

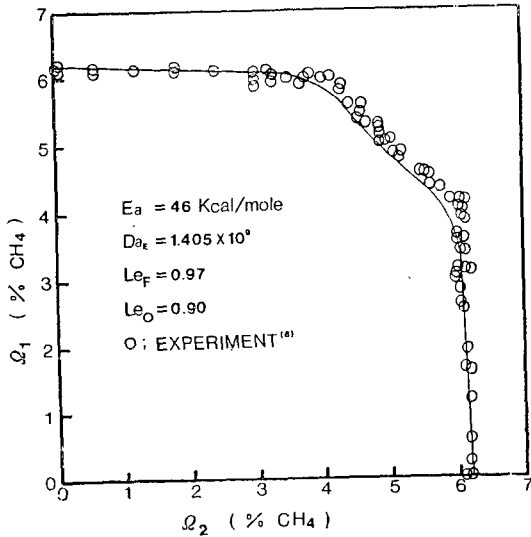


Fig. 8 Comparison between theory and experiment for lean methane extinction limit

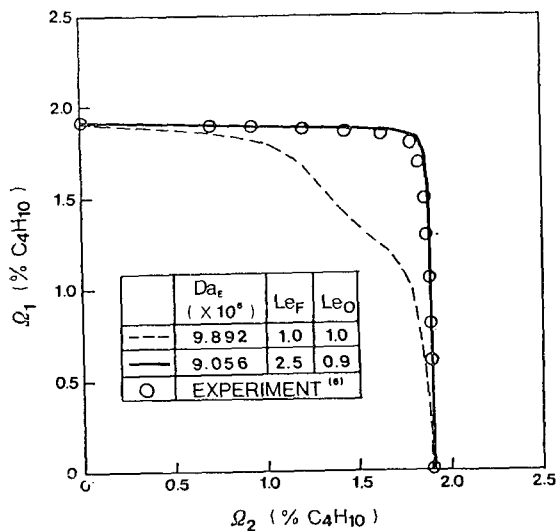


Fig. 9 Comparison between theory and experiment for lean butane extinction limit

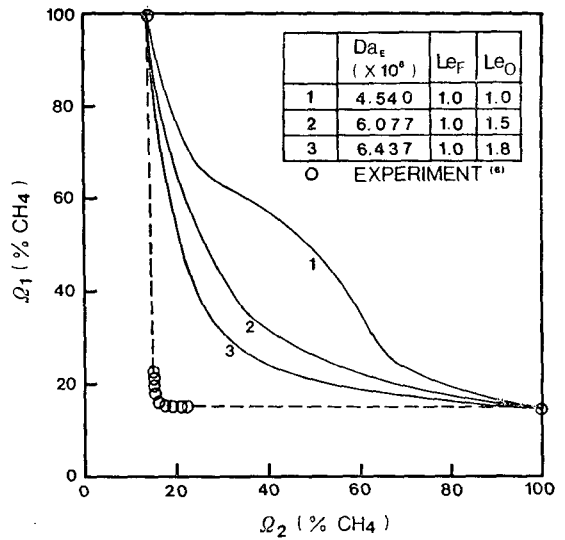


Fig. 10 Comparison between theory and experiment for rich methane extinction limit

에 따른 결과를 회박 메탄의 경우 Fig. 8에 회박 부탄의 경우 Fig. 9에 도시하였는데, 특히 회박 부탄 연료장의 경우 $Le_F=Le_0=1$ 인 경우에 실험결과를 예측할 수 없는데 비해⁽⁷⁾ Lewis 수를 조절하므로써 회박 부탄의 소화특성이 이론과 잘 일치하고 있다. 과농 메탄의 경우 회박 반응물이 산화제이므로 $Le_F=1$ 에 고정시키고 Le_0 를 변화시켰을 때의 결과가 Fig. 10에 나타나 있다. 이 경우 Le_0 의 증가에 따라 실험결과와 이론이 근접하고 있으나 일치하는 적절한 Le_0 를 찾아 낼 수 없었다. 이는 연료농도장의 변화가 커서, 전체적으로 산화제 및 연료가 주로 질소로부터 메탄으로 물질확산의 매질이 변화하고 있으며, 열확산의 매질 역시 질소로부터 메탄으로 변화하므로 인하여 연료농도장의 전 구간에 걸쳐 Lewis 수의 변화가 크기 때문이다. 또한 연료농도장의 관점에서 가연한계가 당량비에 너무 근접하여 있기 때문에 $Q_1=Q_2 \approx 15\%$ 부근에서는 두 화학종이 모두 당량비에 가까와, 과농 화학종의 누출(leakage)이 $O(1)$ 인 본해석으로는 실험결과와 일치시킬 수 없다. 그러나 전반적으로 과농메탄의 소화 경계가 확산선호도의 영향으로 약한 상호작용만이 나타나는 추세는 적절히 예측되고 있다.

4. 결 론

열적 상호작용을 하고 있는 두 회박(과농) 예혼합화염의 특성을 접합 점근 전개 방법으로 해석하여, 확산

선호도와 화염 스트레치가 화염의 상호작용에 미치는 영향을 파악하였다.

확산선호도의 영향을 고려하여 일반적인 Lewis 수에 대한 해석이 수행되어, 희박한 화학종의 Lewis 수가 증가함에 따라 화염강도가 약화되어 화염들의 상호작용하는 경향이 감소함을 보였으며 확산선호도가 화염의 상호작용에 미치는 영향을 파악함으로써 메탄/공기 혼합기와 부탄/공기 혼합기의 희박 또는 과농연료 상태에서의 강한 상호작용을 나타내는 구간의 차이점이 확산선호도에 기인함을 규명하였다. 또한 화염 스트레치가 변화함에 따라 상호작용을 하는 두 예혼합화염의 소화경계가 변화하고 있으며, 강한 상호작용의 구간이 화염 스트레치에 영향을 받음을 밝혔다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 신진 연구비 지원을 받아 수행되었다.

참 고 문 헌

- (1) J. Buckmaster, "The Quenching of a Deflagration Wave held in front of a Bluff Body," Seventeenth Symposium (Int' 1) on Combustion, pp. 835~842, The Combustion Institute, 1978
- (2) P.A. Durbin, "The Premixed Flame in Uniform Straining Flow," J. Fluid Mech., Vol. 121, pp. 141~161, 1982
- (3) P. Clavin and G. Joulin, "Premixed Flames in Large Scale and High Intensity Turbulent Flow," J. Physique-Letters, Vol. 44, pp. 1~12, 1983
- (4) S.H. Chung, "A Study of the Effect of the Flame Stretch on Flame Speed," Trans. KSME, Vol. 9, pp. 250~258, 1985
- (5) S.H. Chung, "Phenomenological Derivation of the Effect of Flame Stretch and Preferential Diffusion on Premixed Flame," Trans. KSME, Vol. 9, pp. 655~662, 1985
- (6) S.H. Sohrab, Z.Y. Ye and C.K. Law, "An Experimental Investigation on Flame Interaction and the Existence of Negative Flame Speeds," Twentieth Symposium (Int'l) on Combustion, The Combustion Institute, 1984
- (7) S.H. Sohrab, Z.Y. Ye and C.K. Law, "Theory of Interactive Combustion of Counterflow Premixed Flames," To appear in Combust. Sci. Tech., 1985
- (8) V.K. Jain and S. Mukunda, "On the Ignition and Extinction Problems in Forced Convective Systems," Int. J. Heat Mass Trans., Vol. 11, pp. 491~508, 1968
- (9) 정석호, "화염의 구조에 대한 이론 해석", 대한기계학회지, 제25권, pp. 320~326, 1985
- (10) S.H. Chung and C.K. Law, "Structure and Extinction of Convective Diffusion Flames with General Lewis Numbers," Combust. Flame, Vol. 52, pp. 59~79, 1983
- (11) A. Linan, "The Asymptotic Structure of Counterflow Diffusion Flames for Large Activation Energies," Acta Astronautica, Vol. 1, pp. 1007~1039, 1974
- (12) C.K. Law and S.H. Chung, "Steady State Diffusion Flame Structures with Lewis Number Variations," Combust. Sci. Tech., Vol. 29, pp. 129~415, 1982